第 39 卷 第 5 期
2022 年 10 月
应 用 力 学 学 报
Chinese Journal of Applied Mechanics
Vol. 39 No. 5
Oct. 2022

文章编号:1000-4939(2022)05-0826-08

基于火焰面/进度变量方法模拟超临界压力下的液氧甲烷火焰

李钰航[1],王祎[1],吴宝元[2],杨建文[1]

(1. 西安航天动力研究所液体火箭发动机技术重点实验室,710100 西安;2. 航天推进技术研究院,710100 西安)

摘 要:为了深入认识超临界压力下低温推进剂的复杂燃烧过程,基于 OpenFOAM 开源 CFD 仿真平台,采用真实流体热物性模型结合火焰面/进度变量模型建立了一套超临界湍流燃烧的均相模拟方法。针对 Mascotte 试验台的液氧甲烷燃烧实验进行了数值模拟,结果较准确地捕捉了火焰形态,同时研究了燃烧室压力对火焰的影响。研究表明:由于超临界压力下液氧在升温时存在拟沸腾过程,射流剪切层中液氧迅速膨胀并产生了径向向外的流动,造成了火焰的突然扩张并在火焰下游形成回流区;燃烧室压力升高时甲烷密度增加而入口速度减小,同时液氧升温膨胀的幅度减小,造成了火焰长度的增加以及火焰下游回流区的消失。

关键词:超临界燃烧;低温推进剂;真实流体;火焰面进度变量模型;均相求解器

中图分类号:V435 **文献标志码:**A **DOI:**10.11776/j.issn.1000-4939.2022.05.003

Simulation of LO_X/CH_4 flame under supercritical pressure based on flamelet/progress variable method

LI Yuhang[1], WANG Yi[1], WU Baoyuan[2], YANG Jianwen[1]

(1. Key Laboratory for Liquid Rocket Engine Technology, Xi'an Aerospace Propulsion Institute, 710100 Xi'an, China;
2. Academy of Aerospace Propulsion Technology, 710100 Xi'an, China)

Abstract: In order to get an in-depth insight into the complicated combustion process of cryogenic propellant under supercritical pressure, a homogeneous simulation method of supercritical combustion is developed using open source CFD toolbox OpenFOAM, based on real-fluid thermo-physical model and flamelet/progress variable combustion model. The LO_x/CH_4 flame of Mascotte combustor is simulated, and the effect of chamber pressure on flame structure is studied. Results show that due to the existence of pseudo-boiling process during LO_x heating up under supercritical pressure, the LO_x in shear layer expands rapidly along radial direction, leading to the reverse flow region downstream of the flame. During the rise of chamber pressure, the density of methane increases with its inlet velocity decrease, and the expanding extant of LO_x reduces, thus resulting in the increase of flame length and the vanishing of reverse flow region downstream of the flame.

Key words: supercritical combustion; cryogenic propellant; real-fluid; flamelet/progress variable model; homogeneous solver

收稿日期:2021-04-28 **修回日期:**2022-06-24
基金项目:民用航天技术预先研究资助项目(No. D020306)
通信作者:李钰航。E-mail:liyuhanglj@126.com
引用格式:李钰航,王祎,吴宝元,等. 基于火焰面/进度变量方法模拟超临界压力下的液氧甲烷火焰[J]. 应用力学学报,2022,39(5):826-833.
LI Yuhang, WANG Yi, WU Baoyuan, et al. Simulation of LO_X/CH_4 flame under supercritical pressure based on flamelet/progress variable method[J]. Chinese journal of applied mechanics, 2022, 39(5):826-833.

大推力液体火箭发动机的主燃烧室压力可达 20 MPa 以上,远高于液氧、甲烷、煤油等典型推进剂的临界压力。在超临界压力条件下,流体的表面张力及气液相界面消失,低压下经典的液体雾化破碎过程转变为一种由扩散过程控制的稠密流体的掺混行为。这样的超临界流动现象已被一系列实验研究所证实。德国宇航中心(DLR)与美国空军研究实验室(AFRL)先后对液氮单射流、液氮/氦气同轴射流进行了系统的实验研究[1-7],观察到了高压下液滴破碎现象的消失,并对射流长度、扩张角以及密度分布进行定量测量。法国 EM2C 实验室建立了 Mascotte 试验台[8],针对 LO_x/CH_4 与 LO_x/H_2 超临界燃烧进行光学测量,给出了火焰的-OH 图像。

航空航天工程中开展试验的成本高昂,通过计算流体力学方法进行研究和辅助设计可以降低时间与经济成本,且能够提供更详尽而全面的数据[9]。目前对于发动机相关条件下的流动与燃烧数值模拟已初步形成体系,即采用真实流体模型的均相方法[10],但对于燃烧过程的处理仍面临许多挑战。一方面,真实流体状态方程及化学反应计算的非线性特性带来了程序收敛性方面的困难;另一方面,多步化学反应机理涉及的刚性常微分方程组求解使得化学反应源项计算过程非常缓慢。目前大多数研究都避免采用有限速率反应模型结合详细化学反应机理进行仿真。文献[11]采用 6 组分 7 步化学反应机理研究了 LO_x/H_2 火焰。文献[12]采用单步总包化学反应机理研究了 LO_x/CH_4 火焰,并使用了修正方法弥补总包反应在火焰温度及层流火焰传播速度预测上的不准确。文献[13-14]采用无限快速化学反应模型分别研究了单喷嘴和多喷嘴的 LO_x/CH_4 燃烧过程。文献[15]采用扩展平衡态方法研究了 42 喷嘴火箭发动机的燃烧,较好地预测了推力室中的燃烧不稳定。然而,无论是简化反应机理或无限快速反应模型,都对化学反应计算引入了过多的近似。

火焰面模型作为一种新型的燃烧建模思路,能够在考虑详细化学反应机理的同时,通过预先建表过程大幅减小计算量。Peters 最早提出稳态层流火焰面(steady laminar flamelet, SLF)概念[16],并讨论了该模型所适用的燃烧模式。Pierce 于 2004 年做出里程碑式的改进,使用反应进度变量描述化学反应中局部熄火的中间状态,形成了火焰面进度变量(flamelet/progress variable, FPV)模型[17]。此方法具有捕捉火焰抬举、局部熄火等非稳态燃烧现象的能力,目前已在航空发动机、超燃冲压发动机仿真方面得到广泛应用。近年来,许多研究者开始发展火焰面模型在火箭发动机相关超临界燃烧仿真方面的能力。文献[18]采用稳态火焰面模型研究了 LO_x/CH_4 超临界同轴射流火焰。文献[19-20]阐述了火焰面/进度变量模型与大涡模拟相结合的超临界燃烧仿真方法体系。文献[21-23]采用火焰面模型对液氧煤油发动机所使用的气液同轴离心式喷嘴、同轴双离心式喷嘴的燃烧过程进行了一系列仿真工作,对比了关键几何参数对于燃烧特性的影响规律,得出了许多具有工程价值的结论。

本研究将真实流体热物性植入火焰面/进度变量方法,基于 OpenFOAM 开源仿真平台开发了低温推进剂超临界燃烧的均相求解器。针对 Mascotte 燃烧试验台的液氧甲烷超临界火焰进行了数值模拟,验证了方法的准确性,并研究了燃烧室压力对于火焰的影响。

1　数学物理模型

1.1　流场控制方程

本研究基于 RANS 方法和 FPV 模型进行燃烧模拟,控制方程涉及到 Favre 平均的质量、动量、混合分数、混合分数方差及反应进度变量的输运方程。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{u}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{u}) = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \tilde{\tau} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{f}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{f}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\rho}D + \frac{\mu_t}{\sigma_f}\right)\nabla f\right] \tag{3}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{f}''^2}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{f}''^2) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\rho}D + \frac{\mu_t}{\sigma_f}\right)\nabla \tilde{f}''^2\right] + 2\frac{\mu_t}{\sigma_f}\nabla f \cdot \nabla f - \bar{\rho}\tilde{\chi} \tag{4}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{C}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{u}\tilde{C}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\rho}D + \frac{\mu_t}{\sigma_C}\right)\nabla \tilde{C}\right] + \bar{\rho}\dot{\omega}_C \tag{5}$$

式中:D 为分子扩散系数;σ_f 与 σ_C 都取 0.7;$\tilde{\chi}$ =

$C_x \frac{\varepsilon}{k}\tilde{f}''^2$；$C_x = 2.0$；湍流黏性 μ_t 由湍流模型决定；进度变量源项 $\dot{\omega}_C$ 从湍流火焰面数据库中查表得到。

1.2 真实流体热物性模型

立方型状态方程能够准确描述真实气体效应并保持较小的计算量。本研究使用 SRK 状态方程，即

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a\alpha(T)}{V(V+b)} \tag{6}$$

对于多组分混合物，需要使用混合规则计算式中的参数，即

$$a\alpha = \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N} x_i x_j a_{ij}\alpha_{ij} \tag{7}$$

$$b = \sum_{i=1}^{N} x_i b_i \tag{8}$$

$$a_{ij}\alpha_{ij} = \sqrt{a_i a_j \alpha_i \alpha_j}(1-k_{ij}) \tag{9}$$

其中：a_i、b_i 分别为组分 i 的状态方程参数；k_{ij} 为二元相互作用参数，分别使用下列表达式计算。

$$a_i = 0.427\,48\frac{(RT_{ci})^2}{p_{ci}} \tag{10}$$

$$b_i = 0.086\,64\frac{(RT_{ci})^2}{p_{ci}} \tag{11}$$

$$\alpha(T) = [1 + (0.485\,08 + 1.551\,7\omega_i - 0.156\,13\omega_i^2)(1 - T^{0.5}/T_{ci}^{0.5})]^2 \tag{12}$$

$$k_{ij} = 1 - \left[\frac{2(V_{ci}V_{cj})^{1/6}}{V_{ci}^{1/3} + V_{cj}^{1/3}}\right]^3 \tag{13}$$

其中：R 为通用气体常数；T_{ci}、p_{ci}、V_{ci} 和 ω_i 分别为组分 i 的临界温度、临界压力、临界体积以及偏心因子。

热力学性质通过理想气体参照值加上偏离函数得到。其中内能与定压比热的偏离函数形式如下。

$$e(T,p) = e_0(T) + \int_{\rho_0}^{\rho}\left[\frac{p}{\rho^2} + \frac{T}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\rho\right]\mathrm{d}\rho \tag{14}$$

$$C_v(T,\rho) = C_{v0}(T) - \int_{\rho_0}^{\rho}\left[\frac{T}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\rho\right]\mathrm{d}\rho \tag{15}$$

式中偏导数项根据 SRK 状态方程进行推导得到。e_0 和 C_{v0} 表示理想气体参照值，使用 NASA 多项式方法计算。

黏性采用 Chung 方法计算，其表达式为

$$\eta = \left[\frac{\sqrt{T^*}}{\Omega_v}F_c\left(\frac{1}{G_2} + E_6 y\right) + \eta^{**}\right]\cdot\frac{36.344(M\cdot T_c)^{0.5}}{V_c^{2/3}} \tag{16}$$

各项参数的计算方法详细可参照文献[24]。

1.3 火焰面方程

对于化学反应时间尺度小于湍流时间尺度的非预混燃烧过程，湍流火焰采用一维对撞层流火焰结构的系综平均来表征。采用 Crocco 坐标变换可将对撞火焰从物理空间转换到混合分数空间，得到包含组分方程与能量方程的火焰面方程组。

组分方程形式如下。

$$\rho\frac{\partial Y_i}{\partial t} = \frac{\rho\chi}{2Le_i}\frac{\partial^2 Y_i}{\partial f^2} + \rho\dot{\omega}_i \tag{17}$$

式中：$\chi = 2D(\partial f/\partial x)^2$ 为标量耗散率，表征小尺度湍流涡对火焰的拉伸作用，对火焰结构产生影响，x 为物理空间上的坐标，D 为混合分数的扩散系数；Le_i 表示组分 i 相应的刘易斯数（本研究假设对所有组分均为 1）；$\dot{\omega}_i$ 为组分 i 的生成速率。

能量方程形式如下。

$$\rho c_p\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{2}\rho c_p\chi\frac{\partial^2 T}{\partial f^2} + \sum_{i=1}^{n} h_i\rho\dot{\omega}_i + \frac{\partial p}{\partial t} \tag{18}$$

式中：c_p 为定压比热；h_i 为组分 i 对应的化学生成焓。本研究求解稳态火焰面方程，因而忽略温度与压力的瞬态项。

1.4 湍流火焰数据库

湍流化学交互作用使用概率密度函数处理。对前一节的层流火焰面数据进行概率密度积分得到湍流火焰面数据库。

$$\tilde{\varphi} = \iint \varphi(f,C)\tilde{P}(f,C)\mathrm{d}f\mathrm{d}C \tag{19}$$

其中 $\tilde{\varphi}$ 表示湍流场中的温度、组分及热物性值。假设混合分数 f 与进度变量 C 的概率密度相互独立，则式中的概率密度函数可写为

$$\tilde{P}(f,C) = \tilde{P}(f)\tilde{P}(C) \tag{20}$$

假定混合分数 f 服从 β 分布，进度变量 C 服从 δ 分布。可以得到湍流火焰面数据库。

$$\tilde{\phi} = \phi(\tilde{f}, \tilde{f}''^2, \tilde{C}) \tag{21}$$

流场中的温度、组分等数据可通过混合分数均值 $\tilde{f}$ 和方差 $\tilde{f}''^2$ 以及进度变量均值 $\tilde{C}$ 等 3 个参数进行插值查取。

图 1 给出了本研究所建立求解器的计算过程，其中真实气体火焰面方程的求解与湍流火焰面数据库的建立先于 CFD 计算而进行。在 CFD 计算时对温度、组分、密度、可压缩性等数据实时进行查表。

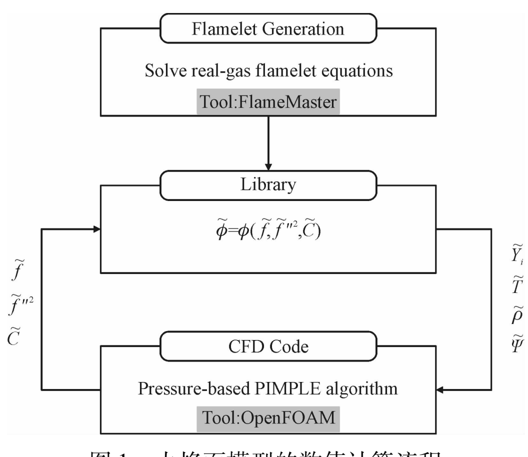


图 1　火焰面模型的数值计算流程

Fig. 1　Calculation flowchart of the present flamelet model

1.5　计算域模型

依照 Singla 等[8]在 Mascotte 试验台上所进行的 LO_X/CH_4实验设置计算条件。该试验台的喷嘴尺寸及燃烧室结构如图 2 所示，其中 d_1 = 3.6 mm，d_2 = 5.0 mm，d_3 = 5.6 mm，d_4 = 10 mm。按照等流通面积将原实验宽度 50 mm 的方形燃烧室折算为半径 28.21 mm 的圆形燃烧室，沿切向截取 30°楔形燃烧室子区作为计算域，中心截面位置的网格划分如图 3 所示，网格在喷嘴附近进行加密。喷注器与燃烧室壁采用绝热无滑移壁面，出口采用压力出口边界。表 1 列出了燃料与氧化剂的入口条件。其中氧的入口温度低于其拟沸腾温度，氧处于液相状态且在后续混合过程中会发生跨临界转变。

表 1　燃料与氧化剂入口条件

Tab. 1　Inlet condition of fuel and oxygen

参数	LO_X	CH_4
流速/(g·s^{-1})	143.1	44.4
温度/K	85	288
密度/(kg·m^{-3})	1 178.3	42.1
速度/(m·s^{-1})	3.6	63.7

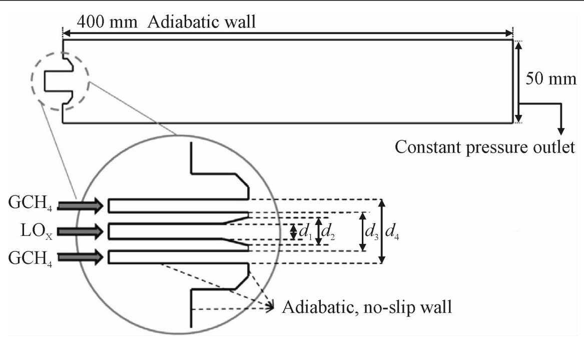


图 2　Mascotte 燃烧器结构示意图

Fig. 2　Schematic diagram of Mascotte combustor

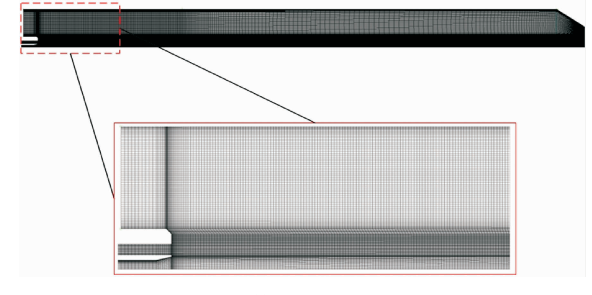


图 3　计算网格中心横截面

Fig. 3　Central plane of computation grid

2　计算结果及分析

2.1　流体热物性计算结果

为了验证 1.2 节混合物热物性计算方法的准确性，采用美国国家标准与技术研究院(NIST)的数据作为对比基准。图 4 给出了 4 种环境压力下，75%甲烷与 25%氧混合物的密度与定压比热随温度的变化，总体而言模型的准确性良好。

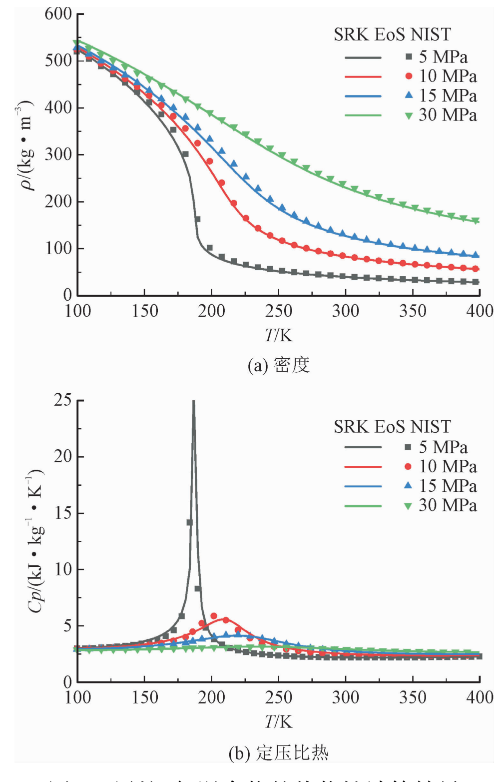


图 4　甲烷/氧混合物的热物性计算结果

Fig. 4　Thermophysical properties calculation results of the mixture of methane and oxygen

由计算结果可看出超临界压力下流体热物理性质的特点。其中，流体密度随温度的变化呈现连续分布，不存在低压下由相变引起的密度间断。定压

比热在混合物流体临界温度附近会出现峰值,意味着此时流体大量吸热后温度的变化依然很小。定压比热的峰值与密度的大梯度区域相对应,共同描述了流体在超临界压力下由类液体过渡到类气体的过程。此过程与亚临界条件下流体的沸腾过程类似,因此也被称为"拟沸腾"。值得一提的是,密度的梯度以及定压比热的峰值在压力略高于混合物的临界压力时达到最大,而随着压力的升高会同时减小,表明"拟沸腾"现象的逐渐减弱。

2.2　FPV 方法火焰面数据库的建立

将真实气体模型写入 Flame Master 程序,用于求解火焰面方程。图 5 为 1.5 节计算条件下层流火焰面数据库中最大温度随当量标量耗散率变化的 S 型曲线。对于同一个标量耗散率存在 2 个火焰最大温度,分别对应于上方的稳定燃烧分支与下方的不稳定燃烧分支,两者都是火焰面方程式(17)~(18)的解。稳定燃烧分支构成了 SLF 方法所使用的火焰面数据库,FPV 方法则同时包含稳定燃烧与不稳定燃烧分支,因而前者的火焰面数据库是后者的子集。包含不稳定燃烧状态并且使用进度变量描述化学反应进程,这是 FPV 方法能够捕捉湍流火焰局部熄火与再燃现象的关键。

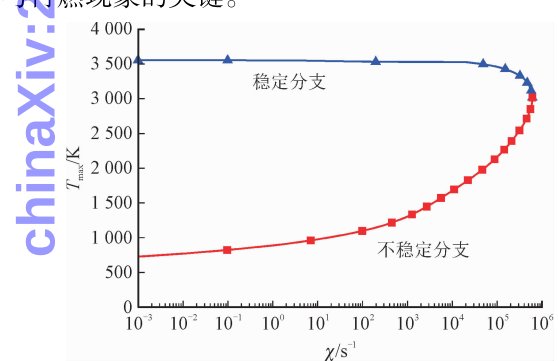


图 5　液氧/甲烷对撞火焰最高温度随标量耗散率变化曲线

Fig. 5　Variation of maximum temperature with scalar dissipation rate in LO_x/CH_4 counter flame

图 6 展示了与 S 型曲线相应的各火焰面解的温度在混合分数空间的分布。灰色虚线标示了当量比混合分数的位置。图中蓝色虚线对应 S 型曲线的转折点,其上方为稳定燃烧分支,下方为不稳定燃烧分支。最下方曲线表示火焰濒临熄灭的状态,由于计算条件为高压纯氧燃烧,熄火温度可延伸至约 600 K 的较低值。

为了反映真实气体效应的影响,图 7 给出了分别使用真实气体模型与理想气体模型计算的对撞火焰温度与密度分布,横坐标采用对数坐标以突出液氧一侧的物性差异。图中阴影区域表示压缩因子 $Z<1$ 的大致范围。该区域内混合分数小于 0.01,流体以低温液氧为主且真实流体效应显著。对比可见使用理想气体模型的计算结果出现很大误差,在氧化剂边界一侧真实气体算得密度约为 $\rho_{O2,RG}=1\ 178\ \mathrm{kg/m^3}$,而理想气体算得密度约为 $\rho_{O2,IG}=254\ \mathrm{kg/m^3}$,这样的误差会造成流场计算中的严重错误。在阴影区域外流体温度为常温或高温,压缩因子趋近于 1,使用理想气体模型计算的密度误差和火焰温度误差并不多。

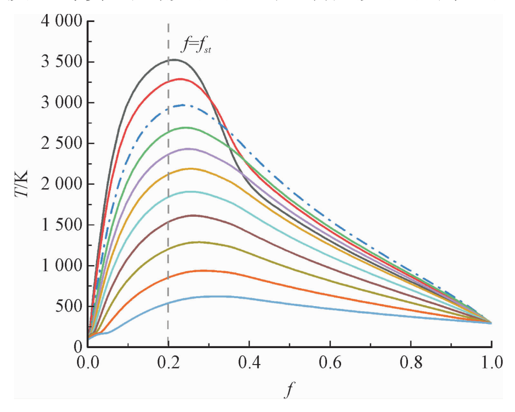


图 6　不同燃烧状态的火焰温度分布

Fig. 6　Flame temperature distribution of different combustion state

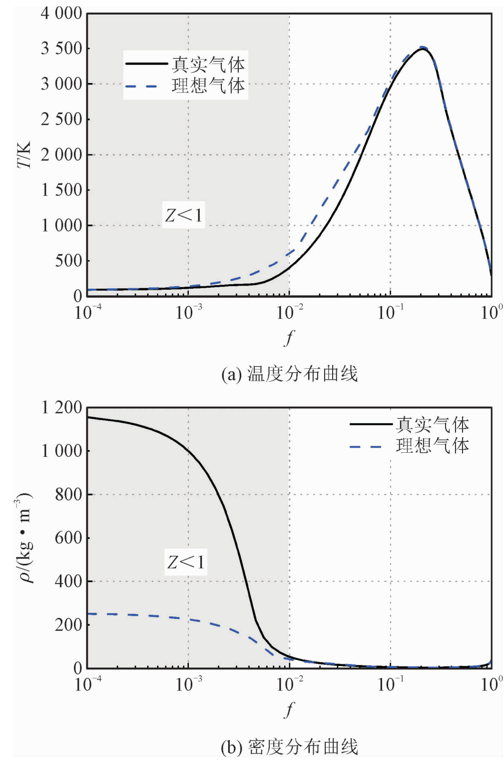


图 7　采用真实气体与理想气体模型的火焰面方程解

Fig. 7　Solution of flamelet equations using real-gas and ideal-gas model

另一方面,理想气体模型没有反映出低温液氧的“拟沸腾”现象,即流体从类液体跨过临界点而转变为类气体的过程。当液氧达到临界温度附近时定压比热出现峰值,意味着此时即使吸收大量热量,温度也不会出现明显变化。因此真实气体火焰面计算结果的温度比理想气体火焰面更低,差异集中于混合物临界温度附近,最高温度差约 200 K。

2.3　流场计算结果与分析

2.3.1　液氧甲烷火焰的典型特征

图 8 将 OH 的数值模拟结果与实验测量的 OH 辐射的 Abel 变换时均图像[8]进行了对比。可见数值模拟与实验结果相比火焰长度偏长,相对误差为 15%左右。此外,模拟结果的火焰扩张角度偏小并且反应区域的宽度也更窄。数值模拟误差的原因主要包括两方面:其一,雷诺平均方法无法对强剪切流动中的湍流黏性应力进行精确预测,这是湍流模型本身固有的不足;其二,液氧甲烷同轴射流在径向存在密度与黏度的大幅变化,增加了对剪切层位置湍流混合预测的难度。总体来看,仿真结果能够大致准确地描述超临界条件下液氧甲烷火焰特有的锥形反应区分布。

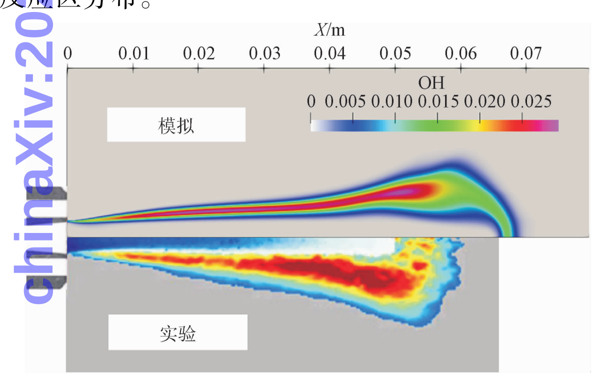


图 8　数值模拟的 OH 质量分数与实验的 OH 辐射时均图像对比

Fig. 8　Comparison between the OH mass fraction of numerical simulation and averaged OH emission of experiment

图 9 给出了流场中温度、混合分数的分布情况。由混合分数云图可看出,中心的低温液氧从喷嘴喷出之后,在与同轴高速甲烷气流的剪切作用下进行掺混。液氧不断完成“拟沸腾”过程并转化为气态,中心液氧核变细并最终完全溶解。气态氧与甲烷掺混形成恰当混合比的可燃混气,随后完成燃烧,形成了包裹在液氧柱周围的狭长锥形火焰。在流动向下游发展的过程中,剪切层随着湍流掺混的作用而不断增厚,混合分数达到当量值 $f_{st}=0.2$ 附近的区域不断变宽,因而燃烧反应区域相应变宽,火焰呈现出一定的扩张角度。

云图中标记出的流线展示了燃烧室内的流动形态,其中最明显的特征是燃烧室头部与火焰下游存在一前一后 2 个回流区。前方回流区的产生主要是由于燃烧室壁面的约束,回流的高温已燃气体有助于加热液氧核并且稳定火焰。后方回流区的形成则与液氧的“拟沸腾”过程相关。从流线图可见,在轴向位置约 6 倍射流直径处,流动垂直于火焰向外。这一方面是因为液氧在进行“拟沸腾”过程时迅速膨胀,另一方面是由于燃烧而导致的气体膨胀。正是由于液氧剧烈膨胀而产生了沿径向向外的流动,进而形成后方的回流区。

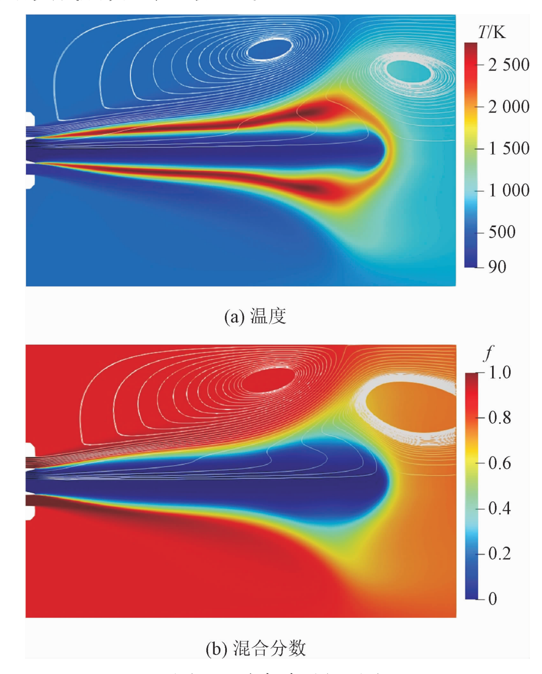


图 9　流场标量云图

Fig. 9　Contour of scalar in flow field

2.3.2　燃烧室压力对火焰的影响

由 2.1 节的热物性分析可知,当压力升高时低温流体的“拟沸腾”现象变弱,热物性的改变会使后续的燃烧过程产生相应变化。本节研究燃烧室压力对液氧甲烷火焰的影响,室压选取 6 MPa、10 MPa 以及 15 MPa,燃料与氧化剂入口温度与 1.5 节相同,质量流量比保持 $\dot{m}_{O_2}=\dot{m}_{CH_4}=0.31$ 不变。

图 10 给出了 3 种室压下的温度场计算结果。可见室压 6 MPa 时火焰温度分布与实验条件的 5.6 MPa 基本相同,在轴向约 0.06 m 位置,由于液氧的膨胀火焰突然开始扩张,在火焰下游有回流区的形成。室压上升至 10 MPa 和 15 MPa 时火焰长度持续增加,火焰下游回流区持续缩小直至消失。一方面,室

压的升高使得气态甲烷密度增加，在保持流量不变的情况下甲烷入口速度降低，减小了外圈甲烷与中心液氧射流的速度差，使得两股流动之间的湍流混合作用减弱，火焰根部的燃烧强度相应减弱。由于算例设置为富燃料燃烧，上游未消耗的氧会在下游继续参与燃烧，火焰长度相应增加。另一方面，流线图显示了室压 15 MPa 时火焰下游回流区的消失。从热力学角度看，室压的增加使得流体“拟沸腾”效应减弱，低温液氧升温过程中的膨胀速率减慢。这使得液氧膨胀产生的径向流动强度减弱，无法形成回流。

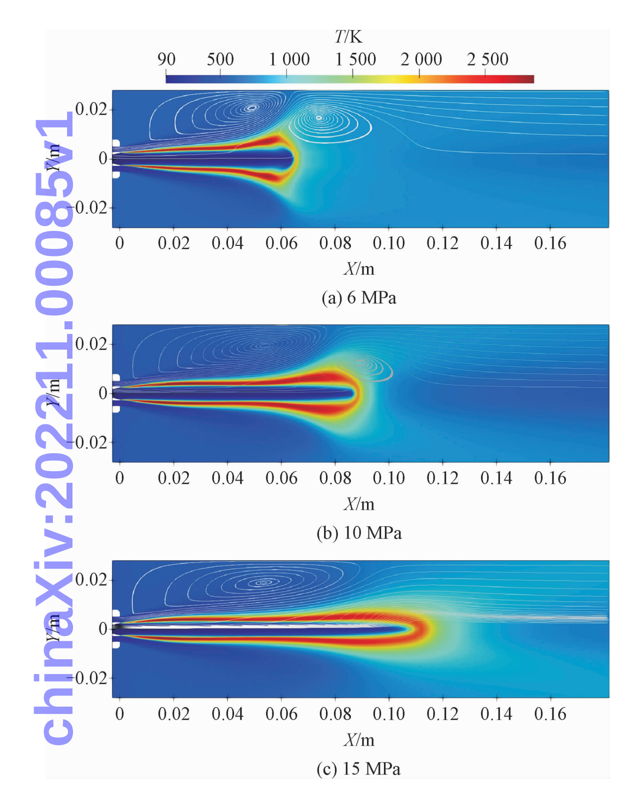


图 10 不同室压下的火焰温度云图

Fig. 10 Flame temperature contour of different chamber pressure

图 11 与图 12 分别给出中心轴线上的温度与密度分布。可看出当燃烧室压力升高，轴向温度分布的峰值更高且更靠后。火焰温度的上升一方面是由于高压时气态甲烷密度更大，有助于增加化学反应速率；另一方面则是由于火焰变长之后，放热区向下游移动。密度分布曲线显示，室压升高后液氧入口密度略微增加，2 种工况密度的下降趋势一开始基本相同。由于室压 6 MPa 时液氧的“拟沸腾”现象明显，密度在 0.06 m 位置急剧下降；而室压 15 MPa 时由于“拟沸腾”过程的减弱，密度变化更平缓。

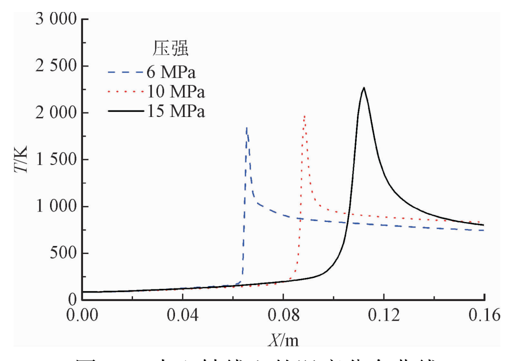


图 11 中心轴线上的温度分布曲线

Fig. 11 Temperature distribution curves on central axial line

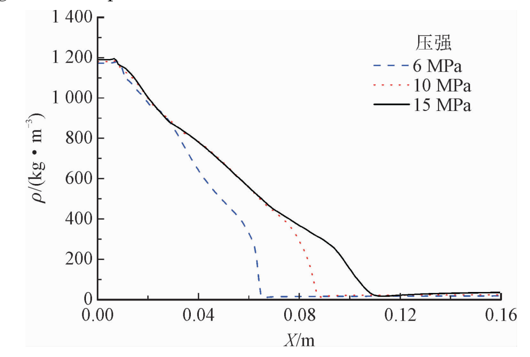


图 12 中心轴线上的密度分布曲线

Fig. 12 Density distribution curves on central axial line

3 结 论

针对超临界压力下的流动与燃烧过程，将真实流体模型植入火焰面方程计算程序，开发了基于火焰面进度变量模型的超临界燃烧的均相求解器，并对液氧甲烷火焰进行数值研究，得到以下结论。

1）本研究建立的真实流体模型能在广泛的热力学状态范围内准确描述流体的热物性。高压条件下低温流体展现出“拟沸腾”现象，其热物性对于一维层流对撞火焰的计算结果影响显著，理想气体模型在火焰温度与液氧密度的计算上出现较大误差。

2）本研究所开发的均相求解器可以准确地预测超临界环境下液氧甲烷火焰的反应区形态。液氧在外侧甲烷气流的剪切作用下完成跨临界转变与掺混，使得火焰形成包围于液氧核的狭长锥形反应区。由于液氧在升温过程中迅速膨胀，火焰出现向外的突然扩张并在其下游形成回流区。

3）燃烧室压力升高时液氧的“拟沸腾”效应减弱，其升温过程中的膨胀幅度有所减小，使得火焰长度增加且扩张角减小，火焰下游回流区消失。

参考文献：

[1] CHEHROUDI B, COHN R, TALLEY D. Cryogenic shear layers:

Experiments and phenomenological modeling of the initial growth rate under subcritical and supercritical conditions[J]. International journal of heat & fluid flow,2002,23(5):554-563.

[2] CHEHROUDI B,TALLEY D,COY E. Visual characteristics and initial growth rates of round cryogenic jets at subcritical and supercritical pressures[J]. Physics of fluids,2002,14(2):850-861.

[3] CHEHROUDI B,TALLEY D,COY E. Initial growth rate and visual characteristics of a round jet into a sub- to supercritical environment of relevance to rocket,gas turbine,and diesel engines[C]//Proceedings of the 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno:AIAA,1998.

[4] MAYER W,SCHIK A. Atomization and breakup of cryogenic propellants under high-pressure subcritical and supercritical conditions [J]. Journal of propulsion and power,1998,14(5):835.

[5] MAYER W,SCHIK A,SCHFFLER M,et al. Injection and mixing processes in high-pressure liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket combustors [J]. Journal of propulsion and power, 2000, 16: 823-828.

[6] MAYER W,TELAAR J,BRANAM R,et al. Raman measurements of cryogenic injection at supercritical pressure[J]. Heat and mass transfer,2003,39(8/9):709-719.

[7] MAYER W H,IVANCIC B,SCHIK A,et al. Propellant atomization and ignition phenomena in liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket [J]. Journal of propulsion & power,2001,17:794-799.

[8] SINGLA G,SCOUFLAIRE P,ROLON C,et al. Transcritical oxygen/transcritical or supercritical methane combustion[J]. Proceedings of the combustion institute,2006,30(2):2921-2928.

[9] 杨弓熠,白长青. 飞机环控系统气固两相流动力特性研究[J]. 应用力学学报,2020,37(4):1406-1414.

YANG Gongyi,BAI Changqing. Research on dynamic characteristics of the gas-solid two-phase flow in environmental control system of airplane [J]. Chinese journal of applied mechanics, 2020, 37 (4):1406-1414(in Chinese).

[10] OEFELEIN J,YANG V. Modeling high-pressure mixing and combustion processes in liquid rocket engines[J]. Journal of propulsion and power,1998,14(5):843.

[11] MASQUELET M,GUÉZENNEC N,MENON S. Numerical studies of mixing and flame-turbulence interactions in shear coaxial injector flows under trans-critical conditions[C]//Proceedings of the 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Nashville,TN:AIAA,2012.

[12] GUEZENNEC N,MASQUELET M,MENON S. Large eddy simulation of flame-turbulence interactions in a LO_X-CH_4 shear coaxial injector[C]//Proceedings of the 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Nashville,TN:AIAA,2012.

[13] SCHMITT T,MÉRY Y,BOILEAU M,et al. Large eddy simulation of oxygen/methane flames under transcritical conditions[J]. Proceedings of the combustion institute,2011,33(1):1383-1390.

[14] HAKIM L,RUIZ A,SCHMITT T,et al. Large eddy simulations of multiple transcritical coaxial flames submitted to a high-frequency transverse acoustic modulation[J]. Proceedings of the combustion institute,2015,35(2):1461-1468.

[15] URBANO A,SELLE L,STAFFELBACH G,et al. Exploration of combustion instability triggering using large eddy simulation of a multiple injector liquid rocket engine[J]. Combustion & flame, 2016,169(7):129-140.

[16] PETERS N. Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion[J]. Progress in energy and combustion science, 1984,10(3):319-339.

[17] PIERCE C D,MOIN P. Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion[D]. Palo Alto: Stanford University,2001.

[18] ZIPS J,MÜLLER H,PFITZNER M. Efficient thermo-chemistry tabulation for non-premixed combustion at high-pressure conditions [J]. Flow,turbulence and combustion,2018,101(3):821-850.

[19] WANG X,HUO H,UNNIKRISHNAN U,et al. A systematic approach to high-fidelity modeling and efficient simulation of supercritical fluid mixing and combustion[J]. Combustion and flame, 2018,195:203-215.

[20] MA P C,BANUTI D,HICKEY J P,et al. Numerical framework for transcritical real-fluid reacting flow simulations using the flamelet progress variable approach[C]//Proceedings of the 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Grapevin:AIAA,2017:143.

[21] WANG X,ZHANG L,LI Y,et al. Supercritical combustion of gas-centered liquid-swirl coaxial injectors for staged-combustion engines[J]. Combustion and flame,2018,197(11):204-214.

[22] WANG X,WANG Y,YANG V. Geometric effects on liquid oxygen/kerosene bi-swirl injector flow dynamics at supercritical conditions [J]. AIAA journal,2017:1-9.

[23] WANG X,YANG V. Supercritical mixing and combustion of liquid-oxygen/kerosene bi-swirl injectors[J]. Journal of propulsion & power,2017(2):316-322.

[24] POLING B E,PRAUSNITZ J M,O'CONNELL J P. 气液物性估算手册[M]. 赵红玲,王凤坤,陈圣坤,译. 5 版. 北京:化学工业出版社,2006.

（编辑　李坤璐）